

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Иванов, С. Н. Новиков. ФГВ, 1980, 16, 3.
2. А. Г. Иванов, С. А. Новиков, Л. И. Кочкин. ФГВ, 1977, 13, 4.
3. Л. В. Альтшулер. УФН, 1965, 85, 2.
4. Е. А. Феоктистова. Докл. АН СССР, 1961, 136, 6.
5. А. Г. Иванов. ФГВ, 1975, 11, 3.
6. В. Н. Минеев, Е. С. Савинов. ЖЭТФ, 1967, 52, 3.

ДИНАМИКА СФЕРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКИ ПРИ НЕСИММЕТРИЧНОМ ВНУТРЕННЕМ ИМПУЛЬСНОМ НАГРУЖЕНИИ

*А. И. Белов, В. Е. Клаповский, В. А. Корнило,
В. Н. Минеев, В. С. Шиян*

(Москва)

В большинстве исследований, касающихся динамики оболочек при внутреннем импульсном нагружении, как правило, рассматриваются идеализированные системы с центрально-симметричным (или осесимметричным) нагружением. В реальных системах возможны отклонения от симметричной схемы нагружения, связанные с нарушением симметрии положения заряда или асимметричным разлетом продуктов детонации. Поведение сферической оболочки при эксцентричном положении заряда рассмотрено в [1, 2]. Исследование носит теоретический характер и ограничено анализом методов решения уравнения движения оболочки. Приведенные экспериментальные данные не позволяют установить влияние эксцентриситета на поле динамических деформаций оболочки.

В настоящей работе проведены экспериментальные исследования упругих динамических деформаций наполненной воздухом сферической оболочки при взрыве в ее полости сосредоточенного заряда ВВ для случаев его центрального и эксцентричного положений. В качестве исследуемой модели использована сферическая оболочка, выполненная из стали 30ХГСА, с радиусом внутренней поверхности $R = 0,215$ м и относительной толщиной стенки $\delta/R = 0,046$ (рис. 1, а). В зоне верхнего полюса оболочки вмонтирован герметичный загрузочный патрубок диаметром 130 мм, толщина стенки которого соответствовала толщине оболочки. Оболочку нагружали взрывом шарового заряда массой 55 г (энерговыведение 1140 кал/г), отношение радиуса оболочки к радиусу заряда 10. Смещение заряда в случае его эксцентричных положений осуществлялось вдоль вертикальной оси оболочки в направлении нижнего полюса.

Проведены измерения деформаций внешней поверхности оболочки датчиками ПКП-10-100, включенными в измерительную цепь по потенциометрической схеме (рис. 1, б). В состав измерительной схемы входили десятиканальный тензоусилитель с полосой пропускания 0—100 кГц и регистраторы — осциллографы С8-13. Для случая центрально-симметричного положения заряда исследованы динамические давления на внутренней поверхности оболочки с помощью кварцевого пьезодатчика, установленного в зоне экватора оболочки.

В качестве характеристик процесса динамических деформаций приняты амплитуда деформаций в первом полупериоде колебаний ϵ_1 и максимальные за историю колебаний деформации ϵ_{\max} . Их значения для исследованных зон оболочки в зависимости от величины эксцентриситета заряда e приведены в таблице.

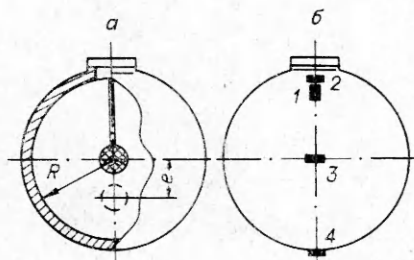


Рис. 1. Эскиз исследований оболочки (а) и схема размещения тензодатчиков (б).

Деформация оболочки в зависимости от эксцентриситета

Относительный эксцентриситет $\xi = e/R$	$\varepsilon_1 \cdot 10^4$				$\varepsilon_{\max} \cdot 10^4$			
	1	2	3	4	1	2	3	4
0	2,6±0,7	8,6±1	4,8±0,6	6,8±1	8,9±0,7	15,4±1,1	5,9±1,1	21,5±2,5
0,1	2,6±0,2	8,3±0,6	4,6±0,1	7,8±0,4	10,8±1,4	17,6±1,3	6,1±0,5	23,7±1
0,2	4,7±1,1	8,5±0,9	3,9±0,4	10,2±0,8	11,1±0,7	15,9±0,6	7,3±0,5	21,4±2,9

Примечание. Доверительные интервалы определены для уровня надежности 0,95; 1—4 — номер датчика.

Согласно приведенным данным, смещение заряда в направлении нижнего полюса приводит к увеличению деформаций ε_1 в этой области. Изменения этого параметра в зоне экватора и в окрестности патрубка незначительны. Зависимость $\varepsilon_1(\xi)$, где $\xi = e/R$, может быть получена в аналитическом виде. Согласно [3], в случае кратковременных нагрузок (менее $1/4$ периода колебаний) $\varepsilon_1 \sim I/\omega_0$ (I — удельный импульс отраженной ударной волны на внутренней поверхности оболочки, ω_0 — основная частота свободных колебаний оболочки), в то же время $I \sim 1/R^2$. Тогда изменение I на внутренней поверхности оболочки в нижнем ее полюсе определяется выражением

$$I(0)/I(\xi) = \frac{(R+e)^2}{R^2} = (1+\xi)^2,$$

где минус соответствует смещению заряда вниз, а в зоне экватора

$$I(0)/I(\xi) = \frac{R^2}{R^2+e^2} = 1/(1+\xi^2).$$

При условии возбуждения в оболочке в первом полупериоде колебаний с частотой, близкой к ω_0 , относительное изменение $\varepsilon_1(\xi)$ должно описываться теми же соотношениями. Как показали расчеты, результаты, полученные на основе этих соотношений, находятся в хорошем согласии с экспериментом.

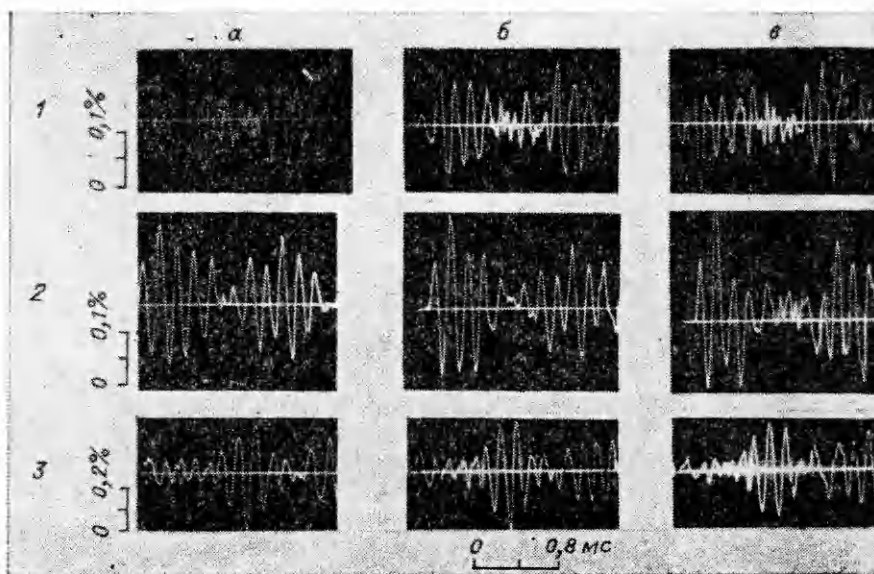
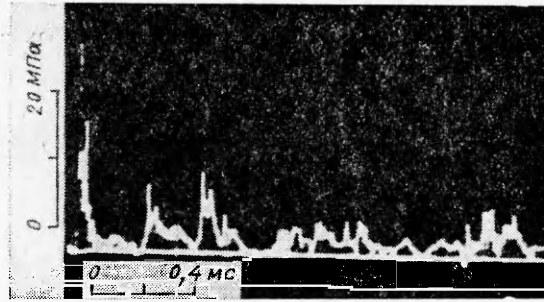


Рис. 2. Осциллограммы деформаций зон оболочки. 1—3 — номера датчиков; ξ : а) 0, б) 0,1, в) 0,2.

Рис. 3. Осциллограмма давления на внутренней поверхности оболочки.



Деформации в первом полупериоде, как следует из осциллограмм рис. 2, не являются максимальными. Во всех случаях зарегистрированы эффекты периодического нарастания амплитуды колебаний как при центральном, так и эксцентричном положении заряда. Аналогичные эффекты отмечены ранее [4—6]. Для данной оболочки наибольшая раскачка зарегистрирована в области нижнего полюса, где $\epsilon_{\max}/\epsilon_1 = 2,5 \div 3,2$. Амплитуды ϵ_{\max} не претерпевают в пределах погрешности эксперимента заметных изменений при смещении заряда. Не меняется существенным образом и характер колебаний. На основании этого можно сделать вывод об отсутствии связи раскачки колебаний с нарушением центральной симметрии нагрузки.

Дополнительное подтверждение этому дает сравнительный анализ осциллограмм давления (рис. 3) и деформаций. Нагрузка на внутренней поверхности оболочки $p(t)$ имеет вид серии последовательных импульсов. Аналогичный характер профиля $p(t)$ получен в экспериментах на цилиндрической оболочке [7] и численном моделировании взрыва в поллой сфере [8]. В соответствии с данными измерений, основное воздействие создается первичной ударной волной $p_1 > p_2$ ($21 \pm 6,4$ МПа $>$ $10 \pm 3,8$ МПа), а $t_1 > t_2$ (115 ± 9 мкс $>$ 90 ± 12 мкс). Действие последующих импульсов второй и третьей ударных волн (через 300 и 490 мкс соответственно), формирующихся в результате ряда последовательных актов отражения и схлопывания в центре сферической ударной волны взрыва, незначительно сказывается на движении оболочки, что можно установить сопоставлением осциллограмм $p(t)$ и $\epsilon(t)$. С момента времени $0,6 \div 0,7$ мс от начала колебаний наблюдаются слабые, нерегулярные пульсации давления. Раскачка колебаний начинает развиваться по истечении $0,7 \div 0,8$ мс, максимальные амплитуды достигаются через 1,05 мс, когда нагрузка на оболочку близка по характеру к квазистатической, т. е. раскачка реализуется после затухания ударных волн нагрузки, что объясняет отсутствие чувствительности ϵ_{\max} к изменению положения заряда.

Данный результат не является неожиданным, поскольку в общем случае, как отмечено в [4—6], раскачка колебаний возникает в результате возбуждения и взаимодействия равноправных форм собственных колебаний оболочки с близкими частотами и не является следствием совпадения или кратности частот возмущающей периодической нагрузки и собственных колебаний оболочки (резонансных эффектов). В пользу этой трактовки эффекта свидетельствует также наличие полярной асимметрии распределения амплитуд ϵ_{\max} , достигающих максимума в нижнем полюсе. Подобное распределение предсказано на основе теоретического анализа форм и частот собственных колебаний оболочки [2, 9]. Согласно [9], экстремум широтной компоненты деформаций в случае колебаний дивергентного типа для формы с номером $n = 3$ находится в полюсах оболочки, а для форм с $n = 4$ вблизи них. Наблюдавшаяся в эксперименте локализация интенсивности эффекта раскачки в нижнем полюсе, по видимому, и обусловлена суперпозицией этих форм.

Поступила в редакцию 29/IV 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Е. Бейкер, В. С. Л. Ху, Т. Р. Джэксон. Прикладная механика, 1966, 33, 4.
2. W. E. Baker, J. Acoust. Soc. Am., 1961, 33, 12.
3. А. Ф. Демчук. Канд. дис., ИГ СО АН СССР, 1971.

4. А. А. Бузуков. ФГВ, 1976, 12, 4.
5. В. М. Корнев, В. В. Адищев, А. Н. Митрофанов и др. ФГВ, 1979, 15, 6.
6. В. А. Адищев, В. М. Корнев. ФГВ, 1979, 15, 6.
7. А. А. Бузуков. ФГВ, 1980, 16, 5.
8. С. А. Ждан. ФГВ, 1981, 17, 2.
9. С. В. Базилевский, В. И. Малый. Изв. АН Арм.ССР. Механика, 1980, 5.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ МАССОВОЙ СКОРОСТИ ЗА ФРОНТОМ ДЕТОНАЦИИ В ГАЗАХ

А. В. Пинаев, А. И. Сычев
(Новосибирск)

Электромагнитные измерения массовой скорости представляют интерес в связи с проблемой измерения расхода при течении жидкостей и газов [1, 2], а также в случаях, когда затруднено применение других методов регистрации скорости (например, оптических) или сомнительна их интерпретация. В ряде работ электромагнитными методами измерены массовые скорости в экспериментах с ударными трубами [3—8] и в высокоскоростных потоках газа [9]. Обсуждение результатов измерений, проведенных в [7], содержится в [10]. Показано [11], что магнитогидродинамические измерения массовой скорости должны проводиться при условии $a \ll l \ll \Delta$ (где a — диаметр электродов; l — ширина канала; Δ — характерный размер изменения скорости) и оценена ошибка таких измерений. Принципиальная возможность контактных электромагнитных измерений, когда мало влияние неоднородности (вдоль потока) массовой скорости и электропроводности на точность их определения, описана в [12].

Цель настоящей работы — экспериментально показать возможность измерения профилей массовой скорости в детонационных волнах с применением описанной в [12] геометрии электродов и конфигурации электрического (радиальной) и магнитного (вихревой) полей. В работе обсуждаются необходимые условия для одновременного измерения массовой скорости v и электропроводности σ , измерены v и проведено сравнение рассчитанных и измеренных по электромагнитной методике и методу треков самосвечения профилей v .

В дополнение к [12] заметим, что для прямоугольных импульсов временной интервал, когда $\frac{dU}{dt} = 0$, существенно более широкий, чем для синусоидального напряжения U на центральном электроде. Поэтому при одновременных измерениях v и σ целесообразней применять генератор прямоугольных сигналов. Можно показать, что полный ток i , протекающий по соединению δ между частями трубы 7 и 10 (рис. 1), имеет вид

$$i = \int_S \sigma E_R dS + \int_S \sigma v B \frac{R_{cp}^2}{(R_{н} + R_{cp})^2} dS,$$

где $S = 2\pi R D t$ — внутренняя поверхность трубы радиуса R ; D — скорость детонационной волны; t — время, в течение которого волна движется в трубе 10 от изолирующей прокладки 3 ; E_R и B_R — напряженность электрического и индукция магнитного полей у внутренней поверхности трубы; $R_{н}$ и R_{cp} — сопротивления источника напряжения 11 и проводящей среды $R_{cp} = \frac{2\pi}{\ln R/r_3} \left(\int_0^{Dt} \sigma d\xi \right)^{-1}$ (здесь ξ — расстояние до фронта волны); r_3 — радиус центрального электрода 4 .

Видно, что выражение для i приобретает достаточно простой вид (как в [12]) и существует возможность определения из него v и σ ,